УДК 537.521

СВОЙСТВА МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ. Ч. 1. МЕХАНИЗМ РАСПЫЛЕНИЯ МИШЕНИ

В.В. Жуков, В.П. Кривобоков, В.В. Пацевич, С.Н. Янин

ФГНУ «Научно-исследовательский институт ядерной физики». г. Томск
E-mail: krivobokov@npi.tpu.ru

Выполнены зондовые измерения пространственного распределения электрического потенциала в магнетронном диоде на постоянном токе вблизи катода. Вычислены скорость ионизации рабочего газа, концентрация плазмы в зависимости от тока разряда, координатное распределение ионной и электронной компонент разрядного тока, энергетическое распределение ускоренных ионов аргона на поверхности мишени. Показано, что основные процессы в плазме, приводящие к распылению, протекают в приповерхностном слое мишени толщиной несколько мм.

Введение

Объемный электрический разряд в разреженных газовых средах, содержащих области со скрещенными стационарными электрическим и магнитным полями, имеет место в магнетронных диодах, которые в последние десятилетия широко используется в промышленных установках для распыления различных материалов и нанесения тонких пленок. Однако, по нашим данным, до сих пор не существует обобщенной модели магнетрона на постоянном токе, которая позволяла бы предсказывать его электрофизические характеристики и прогнозировать кинетику распыления мишени. Одной из причин этого является недостаточно ясное представление о механизме распыления и, в частности, о роли пространственного распределения потенциала в разрядном промежутке диода.

В литературе сообщается о существовании трех типов разряда в магнетронных диодах на постоянном токе: с катодным, анодным падением потенциала и с одновременным падением его в прианодной и прикатодной областях [1–3]. Причем, как утверждают авторы [1], разряд с катодным падением потенциала характерен для магнетронов с индукцией магнитного поля до 0,03 Тл. Надо отметить, что существуют заметные расхождения в оценке размера области катодного падения разрядного напряжения: они колеблются в диапазоне от 1...2 [2] до 10 мм и даже более [3]. Опубликованные данные носят разобщённый характер и не позволяют понять процесс формирования объемного заряда в прикатодной области и его роль в механизме распыления мишени.

В практике работы с магнетронным диодом довольно часто имеет место явление, когда при плавном увеличении разрядного тока и напряжения визуально наблюдается изменение характера разряда: скачкообразно меняется цвет плазмы, уменьшается объем зоны свечения, а интенсивность его возрастает. Мы не обнаружили в доступной нам литературе публикаций, объясняющих данный эффект.

Эти примеры свидетельствуют о том, что существующие представления о механизме магнетронного разряда на постоянном токе нуждаются в уточнении.

Поэтому цель настоящей работы состоит в том, чтобы построить качественную (феноменологическую) модель подобного разряда и исследовать влияние пространственного распределения потенциала вблизи катода на свойства магнетрона.

Движение электронов вблизи поверхности катода

Отметим, что особенностью всех магнетронных распылительных систем является наличие у них области со скрещенными электрическим и магнитным полями. Причем, конфигурация магнитного поля такова, что оно образует замкнутый контур для дрейфа электронов у поверхности катода.

Подобно обычному тлеющему разряду при отсутствии магнитного поля, в данном случае решающее влияние на параметры электрического поля и условия существования плазмы оказывает формирующийся в прикатодной области пространственный заряд ионов. При совпадении границ катода и области разряда со скрещенными электрическим и магнитным полями вторичные электроны, эмитируемые с катода, продолжают свое движение по циклоиде, периодически возвращаясь к его поверхности. Таким образом, электронная составляющая тока разряда в диоде возможна лишь в случае перехода электронов с одной траектории на другую вдоль направления электрического поля. При максимальном удалении от поверхности катода, равном высоте циклоиды h_c, электрон получает в электрическом поле энергию W_c, равную

$$W_c=e\cdot\varphi_c=e\cdot h_c\cdot E_c, \qquad (1)$$

где e – заряд электрона; φ_c – потенциал в точках разрядного промежутка, удаленных от поверхности катода на расстояние h_c; E_c – напряженность электрического поля в этом промежутке.

Оценим величины напряженности электрического поля у поверхности катода и толщины области падения приложенной разности потенциалов.

Высота циклоиды определяется выражением $h_c=\frac{2m_eE_c}{eB^2}$, где m_e – масса электрона. Принимая во внимание (1), получаем:

$$E_c = B\sqrt{\frac{e\varphi_c}{2m_e}}. \qquad (2)$$

При φ_c, равном потенциалу ионизации атома аргона (15,7 эВ, [2]), и типичном значении величины индукции магнитного поля для магнетрона на постоянном токе B=0,05 Тл, из (2) имеем E_c=10^5 В/м. Следовательно, при напряженности поля, меньшей этой величины, максимальная энергия электронов, движущихся по циклоиде, будет ниже потенциала ионизации. Самостоятельный разряд в таких условиях маловероятен. Полученное значение h_c определяет максимальную ширину темного катодного пространства. При напряжении разряда U_d=300 В в однородном электрическом поле величина зоны интенсивной ионизации не будет превышать $d_i \le \frac{U_d}{E} \approx 3$ мм.

Таким образом, основные физические явления, определяющие свойства магнетронного разряда, должны происходить на расстояниях, не превышающих нескольких мм от поверхности мишени. Значит, пространственное распределение электрического поля имеет важное значение в формировании механизма разряда. Измерив его, можно вычислить остальные параметры разряда.

Следует отметить, что малый размер области основного падения потенциала накладывает жесткие ограничения на методы исследования плазмы разряда. Одни из них не обладают достаточным координатным разрешением, другие вносят большие погрешности в характеристики плазмы, трактовка результатов третьих довольно сложна и ненадёжна вследствие искажений, вносимых магнитным полем.

Методика измерения пространственного распределения электрического потенциала

Наиболее подходящим для этих целей является зондовый метод [4], координатная разрешающая способность которого определяется размерами рабочего элемента. Уменьшив их до предела, можно свести к минимуму воздействие зонда на процесс разряда. Так как наличие сильного магнитного поля в прикатодной области магнетронного разряда оказывает большое влияние на результаты измерений, и корректный учет влияния зонда на параметры разряда сам по себе является сложной задачей, мы ограничились измерением плавающего потенциала ленгмюровского зонда при нулевом токе в его цепи. Поскольку он всегда отрицателен по отношению к невозмущенной плазме [5], им можно заменить реальный потенциал.

Был использован зонд из нихромовой проволоки длиной 0,3 и диаметром 0,6 мм. Эксперименты проводились на магнетроне с титановой мишенью размером 120×440 мм и максимальной величиной индукции магнитного поля над поверхностью мишени ~0,08 Тл. Анодом разрядного промежутка служили стенки вакуумной камеры [5]. Давление аргона в вакуумной камере составляло 0,3 Па.

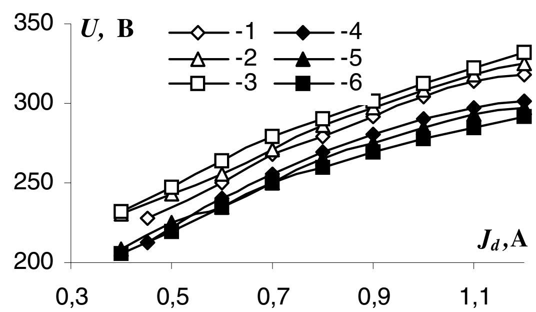


Рис. 1. *Вольтамперные характеристики магнетрона (кривые 1–3) и потенциал зонда относительно катода (кривые 4–6) на различных расстояниях от поверхности мишени: 1, 4) 14; 2, 5) 6; 3, 6) 4 мм*

На рис. 1 показано семейство ВАХ этого магнетрона (кривые 1–3) и потенциал зонда относительно анода (кривые 4–6) на различных расстояниях

от поверхности мишени в области ее максимального травления.

Некоторое несовпадение ВАХ, видимо, связано с погрешностью, вносимой зондом в результат измерения (порядка 10 %), и обусловлено его влиянием на процесс газового разряда.

Напряжение, падающее на участке зонд-анод (расстояние по шкале напряжений между парами кривых, соответствующих равному удалению зонда от мишени), в нашей геометрии было постоянным в пределах погрешности измерения и не зависело от тока разряда.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что область разряда можно разделить на два участка: **зону ионно-электронного переноса ток**а шириной несколько мм, примыкающую к поверхности катода, и **зону электронного переноса тока**, простирающуюся далее, до поверхности анода. Границей между ними является внешняя область положительного объемного заряда, выполняющая как функцию плазменного катода для прианодной области, не содержащей магнитного поля, так и функцию анода, эмитирующего положительные ионы в прикатодную область.

В целях изучения процессов формирования и переноса носителей заряда в магнетронном разряде, а также для проверки предположений о преобладающем катодном падении потенциала нами были проведены зондовые измерения в этой области плазмы.

Зондовые измерения важны по двум причинам. Во-первых, последовательный расчет распределения электрического потенциала в прикатодной области в настоящее время невозможен. Он предполагает решение самосогласованной задачи, связанной с переносом заряженных частиц в скрещенных электрическом и магнитном полях, рождением и рекомбинацией носителей заряда, эмиссией электронов, распылением мишени, накоплением объемного заряда и т.д., которые, в свою очередь, определяются электрическим потенциалом. Во-вторых, имея экспериментальные данные, мы можем выполнить расчеты, связанные с изучением основных явлений, протекающих в плазме магнетронного разряда.

Ниже приведены основные характеристики этих зон.

Зона ионно-электронного переноса тока

На рис. 2 представлено пространственное изменение плавающего потенциала зонда в центре зоны эрозии поверхности мишени при различных напряжениях и давлении аргона в вакуумной камере 0,3 Па. Отрезками на рисунке показано положение и длина зонда в точках измерения потенциала.

Кривые 1–3 можно условно разделить на три линейных участка с различным наклоном к оси абсцисс. Как видно из рисунка, на расстоянии порядка 1 мм от поверхности мишени наблюдается резкое изменение электрического потенциала. В силу конечного размера зонда этот участок не может быть детально исследован. Поэтому на рис. 3 представлены кривые 2, 4 в другом масштабе по оси абсцисс, прорисованные в пределах доверительного интервала в соответствии с нашими представлениями об их поведении. Кривая 4 носит более сложный характер, как будет показано ниже, вследствие наличия зоны отрицательного избыточного заряда.

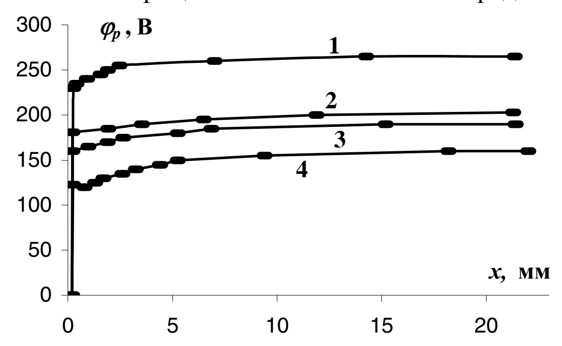


Рис. 2. *Пространственное изменение плавающего потенциала зонда относительно катода при разных разрядных напряжениях: 1) 285; 2) 225; 3) 215; 4) 195 В*

Мы предполагаем, что потенциал зонда совпадает с потенциалом в разрядном промежутке, поэтому распределение электрического поля получим по формуле:

$$\vec{E} = -\mathrm{grad}\,\varphi_p. \tag{3}$$

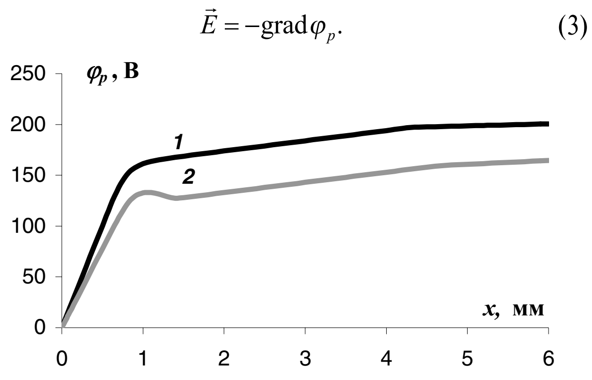


Рис. 3. *Плавающий потенциал зонда относительно катода, построенный в пределах доверительного интервала при разрядных напряжениях: 1) 225, 2) 195 В*

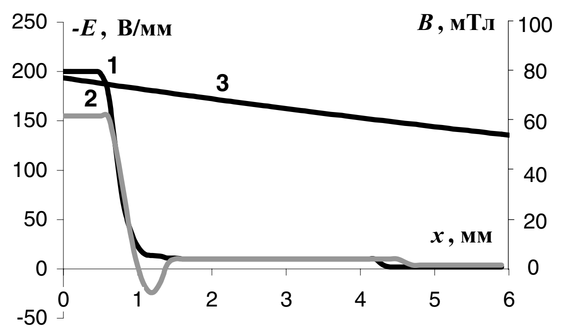


Рис. 4. *Пространственное распределение: 1, 2) электрического (при напряжениях разряда 225 и 195 В) и 3) магнитного полей*

На рис. 4 представлены пространственные распределения электрического поля, вычисленного по формуле (3), и экспериментально измеренного магнитного поля.

Используя уравнение Пуассона $\mathrm{div}\vec{E} = \frac{e}{\varepsilon_0}(n_i - n_e)$, где ε_0=8,85·10^{-12} – диэлектрическая проницаемость, Ф/м, n_i, n_e – концентрация ионов и электронов, м$^{-3}$, найдем распределение избыточного заряда в разрядном промежутке.

Как видно из рис. 5, при всех разрядных напряжениях существуют две области с повышенной плотностью положительного заряда. *Первая* из них находится на расстоянии около 1 мм от поверхности мишени. Избыточная концентрация положительных ионов в ней составляет примерно 3·10^{16} м$^{-3}$ для напряжения 225 В. В этой области происходит основное падение электрического потенциала, приложенного к разрядному промежутку. Поэтому она ответственна за ускорение ионов аргона, распыляющих поверхность мишени.

Вторая область находится на расстоянии примерно 4 мм от мишени, концентрация избыточных носителей в ней существенно ниже, порядка 2,5·10^{15} м$^{-3}$. Она способствует вытягиванию электронов из зоны интенсивной ионизации рабочего газа.

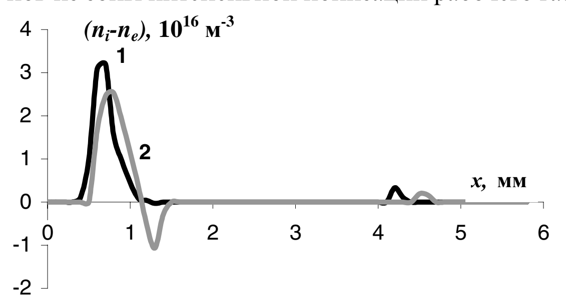


Рис. 5. *Пространственное распределение избыточного заряда для различных напряжений на магнетроне: 1) 225; 2) 195 В*

При более низком разрядном напряжении 195 В наблюдается область избыточного отрицательного заряда.

По мере увеличения разрядного напряжения функция пространственного распределения избыточного заряда сдвигается влево, концентрация носителей положительного заряда возрастает, разряд «прижимается» к поверхности мишени.

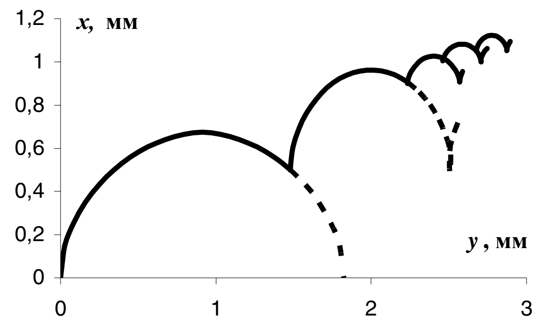


Рис. 6. *Траектории движения электронов вблизи поверхности мишени*

На рис. 6 изображены рассчитанные методом молекулярной динамики [5] характерные траектории движения электронов в скрещенных электрическом (рис. 4, кривая 1) и магнитном (рис. 4, кривая 3) полях. Электроны движутся вдоль центра канавки зоны травления. Здесь нижняя циклоида соответствует электрону, покинувшему мишень с начальной энергией 1 эВ в направлении, перпендикулярном её поверхности. Верхние циклоиды отражают движение электронов, образовавшихся при ионизации аргона, и начавших движение с нулевой скоростью.

Из них можно сделать заключение о том, что акты ионизации производят электроны первых нескольких поколений (не более 10), которые уходят от поверхности катода не далее, чем на 1,5 мм, так как только они способны на высоте циклоиды набрать энергию, превышающую потенциал ионизации аргона.

В расчетах вероятностей ионизации атомов аргона электронами холловского тока использовались данные по сечениям [6] и зависимости ионизационной способности P от энергии из работы [7]:

$$P = -0{,}1212 + 8{,}96 \cdot E^{-0{,}5} - 4{,}25 \cdot E^{-1}, \qquad (4)$$

где E – энергия в эВ.

Выражение (4) справедливо для электронов в диапазоне энергий от 30 до 4000 эВ. Для получения сечения ионизации оно умножалось на нормировочный множитель.

В расчетах принимались во внимание электроны первого и второго поколений, траектории движения которых, энергии, времена движения по циклоидам просчитывались методом молекулярной динамики. Высота циклоиды электронов первого поколения разбивалась на несколько десятков равных участков. Вероятность ионизации на каждом из участков вычислялась по формуле

$$P_j = \frac{\sum_j \sigma_i(\overline{E}) n_{\mathrm{Ar}} l_j}{l},$$

где $\sigma_i(\overline{E})$ – сечение ионизации атома аргона, м^2, $\overline{E}$ – средняя энергия электрона на j-том участке, l_j – длина j-ого участка, l – длина циклоиды, n_{Ar}=7·10^{19} – концентрация атомов аргона при давлении 0,3 Па, м$^{-3}$.

Электроны второго поколения рождались пропорционально вероятности P_j. Вероятность ионизации ими рабочего газа вычислялась аналогично. Начальная энергия электронов определялась, как E=$\overline{E}$–φ_{Ar}, где φ_{Ar}=15,7 эВ – потенциал ионизации атома аргона. Полученная на базе этих данных скорость рождения ион-электронных пар при плотности тока разряда 100 А/м^2 представлена на рис. 7. Из него видно, что максимальная доля носителей заряда образуется в зоне основного падения электрического потенциала на расстояниях порядка 1 мм от поверхности мишени.

Ионы аргона, ускоряясь в потенциале (рис. 2), двигаются к катоду и, в случае стационарного режима работы магнетрона, когда количество рожденных частиц равно числу падающих на катод, формируют область пространственного распределения заряда, пространственное распределение концентрации которого представлено на рис. 8.

Причем вблизи катода, где процесс рождения ионов не происходит, положительный ионный заряд должен быть скомпенсирован отрицательным зарядом холловских электронов.

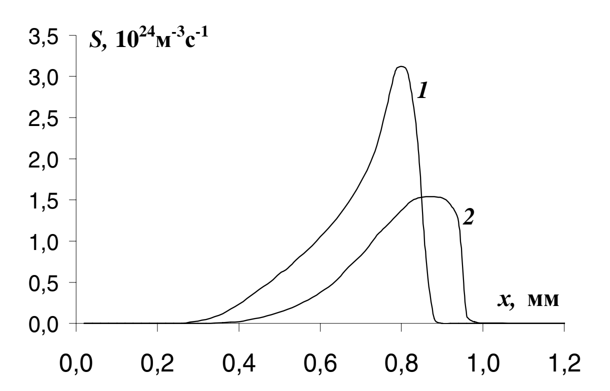


Рис. 7. *Пространственное распределение скорости рождения ион-электронных пар вблизи катода при плотности тока разряда 100 А/м² и напряжениях: 1) 225; 2) 195 В*

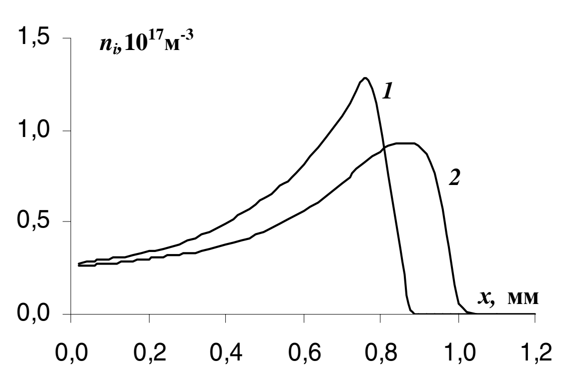


Рис. 8. *Концентрация плазмы на различных расстояниях от поверхности катода при плотности тока разряда 100 А/м² и напряжениях: 1) 225; 2) 195 В*

Величину холловского тока можно оценить исходя из усредненной по зоне ионизации энергии электронов, геометрии магнетрона, величине разрядного тока и давлению аргона. Сначала вычисляется длина свободного пробега относительно акта ионизации (из сечения ионизации для соответствующей средней энергии электронов), а затем определяется холловский ток, создающий необходимую для разрядного тока скорость генерации носителей заряда.

Расчёты показывают, что для обеспечения разрядного тока 5,3 А требуется холловский ток 2,1 А. Реальная величина холловского тока может быть несколько больше, т.к. в них не учитывался ток замагниченных электронов, энергия которых ниже потенциала ионизации.

На рис. 9 показано соотношение между ионной и электронной компонентами разрядного тока. Рисунок носит качественный характер и не учитывает часть тока, обусловленную электронами эмиссии.

Как и следовало ожидать, при более высоком потенциале энергия ускоренных ионов выше. Поэтому возрастает интенсивность травления мишени.

На рис. 10 представлено энергетическое распределение ускоренных ионов аргона на поверхности мишени. Его максимум смещен в сторону высокоэнергетических частиц, что является благоприятным с точки зрения эффективности распыления мишени [8].

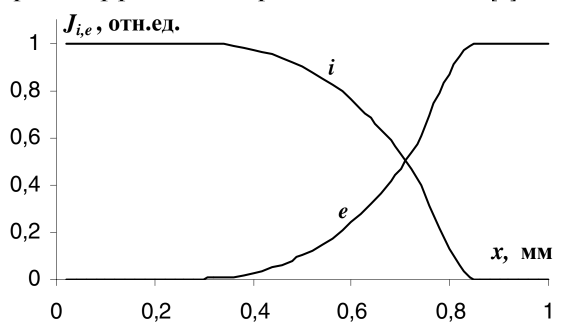


Рис. 9. *Соотношение между ионной и электронной составляющими тока разряда на разных расстояниях от катода*

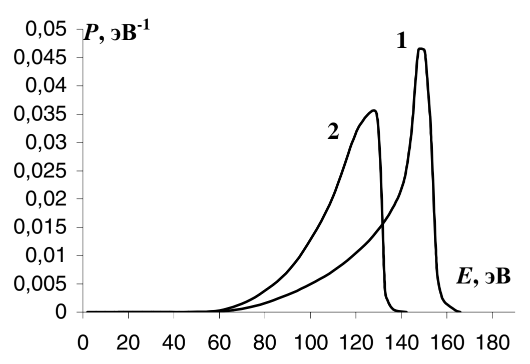


Рис. 10. *Энергетическое распределение ускоренных ионов аргона на поверхности мишени при различных напряжениях разряда: 1) 225; 2) 195 В*

Заключение

Результаты работы свидетельствуют о том, что при типичных значениях величины индукции магнитного поля и разрядного напряжения для магнетронных диодов на постоянном токе характерно катодное падение потенциала плазмы, когда до 80 % и более приложенного к диоду напряжения падает на расстоянии не более 3...5 мм от поверхности катода. Ионы аргона, распыляющие мишень, образуются на расстоянии от 0,1 до 1,5 мм от ее поверхности. Электроны из-за своей замагниченности приобретают в электрическом поле разряда энергию, не превышающую 60 % от максимально возможной, которую получает частица, пройдя весь ускоряющий промежуток. Энергия ионов аргона вблизи поверхности мишени лежит в интервале от величины, равной потенциалу ионизации до 70 % от максимально возможной.

Весьма актуальной является задача построения математической модели магнетронного разряда, позволяющей изучить энергетическое распределение ионов в зависимости от приложенного напряжения и пространственного распределения магнитного поля, а затем на ее основе оптимизировать эти параметры с целью получения спектра ионов, обеспечивающего максимальный коэффициент распыления мишени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Данилин Б.С., Сырчин В.К. Магнетронные распылительные системы. – М.: Радио и связь, 1982. – 72 с.
2. Гвоздев В.В., Курзанов М.А., Марахтанов А.М. Ионный токоперенос в магнетронных распылительных системах // Физика плазмы. – 1999. – Т. 25. – № 5. – С. 488–492.
3. Kuwahara K., Fujiyama H. Applications of the Chaild-Langmuir law to magnetron discharge plasma // IEEE Transaction on Plasma Science. – 1994. – V. 22. – № 4. – P. 442–448.
4. Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. – М.: Мир, 1971. – 482 с.
5. Yanin S.N., Zhukov V.V., Krivobokov V.P., Patsevich V.V. Phenomenological model of DC magnetron discharge // 7th Intern. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. – Tomsk. – 2000. – P. 332–335.
6. Fiala A., Pitchfora L.C., Bocul J.P. Two-dimensional, hybrid model of low-pressure glow discharges // Phys. Rev. E. – 1994. – V. 49. – № 6. – P. 5607–5622.
7. Miura T., Asamaki T.A. A theory on planar magnetron discharge // Thin Solid Films. – 1996. – V. 281–282. – № 1. – P. 190–193.
8. Sigmund P. Theory of sputtering. I. Sputtering yield of amorphous and polycrystalline targets // Physical Review. – 1969. – V. 184. – № 2. – P. 383–415.

УДК 620.179.15